

Strömungsgeräusche - Beschreibung und Minderung mittels numerischer und experimenteller Simulation

Jan Delfs

Institut für Aerodynamik & Strömungstechnik, Technische Akustik

Deutsches Zentrum Luft- und Raumfahrt e.V. 38108 Braunschweig, E-Mail: jan.delfs@dlr.de

Einleitung

Die Mehrzahl technischer Strömungen ist aufgrund hoher Reynoldszahlen turbulent (d.h. stark wirbelig) und erzeugt störende Geräusche. Häufig können solche aeroakustischen Geräusche nicht durch sekundäre Lärminderungsmaßnahmen bekämpft werden, weil weder Abschirmungs- noch Absorptionsmöglichkeiten realisiert werden können. Beispiele hierfür sind etwa der Schubstrahl oder das Landeklappensystem eines Verkehrsflugzeugs, vgl. Abbildung 1. Hier kommt nur die primäre Lärminderung, also an der Quelle in Betracht. Allerdings ist dieses eine schwierige Aufgabe, weil die Ursache der Schallquellen, die Strömungsturbulenz, ihrer außerordentlichen Komplexität wegen nicht vollständig verstanden ist. Auch aufwändigste Computersimulationen können bislang Turbulenz nur bei sehr geringen Reynoldszahlen vollständig auflösen. Aus diesen Beschränkungen besteht auch längerfristig der Bedarf an der Modellierung turbulenzbedingter Schallquellen, erst recht, weil das Ziel der numerischen Simulation letztlich die aeroakustische Entwurfsaufgabe ist, bei der i.d.R. eine Vielzahl von Varianten berechnet werden müssen. Häufig können aeroakustische Quellen auch nur durch Nachrüstmaßnahmen gemindert werden. Hier kommen Technologien zum Einsatz, die sich derzeit einer numerischen Beschreibung noch vollständig entziehen (flexible Bürstenfortsätze an überströmten Hinterkanten, Turbulenzbeeinflussung durch poröse Materialien etc.). Der Artikel gibt einen Überblick über die Leistungsfähigkeit und das Potenzial der numerischen Aeroakustik (CAA) in Verbindung mit fortschrittlicher, stochastischer Turbulenzmodellierung. Es wird die jeweilige Rolle der numerischen und der experimentellen Simulation mit Blick auf die Reduzierung von Strömungsgeräuschen diskutiert. Beispiele zur Beschreibung und Minderung von Strömungsgeräuschen aus der Luftfahrtforschung werden im letzten Abschnitt besprochen.

1 Bedeutung turbulenzbedingter Schallquellen in der Luftfahrt

Turbulenz erzeugt einerseits Flugzeugaußengeräusch und ist andererseits auch für eine Reihe wichtiger Innengeräusche in der Flugzeugkabine verantwortlich. Turbulenz entsteht in viskosen Strömungen mit Scherung bei hinreichend hoher Reynoldszahl $Re = U_\infty L / \nu$, wo U_∞ die das Problem charakterisierende Strömungsgeschwindigkeit (z.B. die Anströmgeschwindigkeit weit stromauf), L die charakteristische Ausdehnung des umströmten Objekts (z.B. Trag-



Abbildung 1: Turbulenzbedingte Außengeräuschquellen am Verkehrsflugzeug

flügelsehne) und ν die kinematische Viskosität der Luft bezeichnen. Turbulente Strömungen sind durch heftige (breitbandige) Instationarität, Dreidimensionalität und Mehrskaligkeit in den Verwirbelungen gekennzeichnet. Die Anwesenheit der instationären Geschwindigkeitsfluktuationen, also der instationären Abweichung

$$\mathbf{v}^t(\mathbf{x}, t) = \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) - \bar{\mathbf{v}}(\mathbf{x}) \quad (1)$$

der Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} vom zeitgemittelten Feld $\bar{\mathbf{v}}$ in turbulenten Strömungen sind die direkte oder indirekte Ursache für die Schallentstehung.

- Außengeräusch

Eine Vielzahl von Außengeräuschquellen am Verkehrsflugzeug sind turbulenzbedingt (vgl. Abbildung 1) und unterscheiden sich deutlich bei Start und Landung.

Während des Starts ist der Strahlärm von großer Bedeutung, weil hier die Strahlgeschwindigkeit U_s bezogen auf die Außenluft maximal ist und die Scherschichten zwischen Kernstrahl und Außenmedium damit eine besonders hohe Turbulenz und damit sog. Mischungslärm erzeugen, dessen Intensität I nach Lighthill mit $I \sim U_s^8$ skaliert; auch Temperaturschwankungen in der Schicht zwischen heißem Kernstrahl und kaltem Mantelstrom tragen deutlich zum Schall bei.

Auch während der Landung erzeugt der Schubstrahl nennenswerte Schallanteile, aber es kommen weitere Geräuschquellen hinzu, nämlich infolge der turbulenten Strömung um Fan-Rotor und Stator (Gebläse) und z.T. auch aus der Verbrennung. Neben dem Triebwerk spielt die Umströmung von Flugzeugkomponenten eine erhebliche Rolle für das Gesamtgeräusch. Die turbulente Umströmung der ausgefahrenen Klappensysteme (Vorderkanten-, Hinterkantenklappen) und die Wechselwirkung der turbulenten Strahlströmung mit der Hinterkantenklappe als Installationsquelle sind von Bedeutung. Außerdem sind die Fahrwerke dominante turbulenzbedingte breitbandige Schallquellen und auch hier kann durch die Wechselwirkung des turbulenten Fahrwerksnachlaufs mit der Hinterkantenklappe eine Installationsquelle entstehen. Schließlich sind, sofern sie eingesetzt werden, auch Spoiler erhebliche Schallquellen und erzeugen wiederum starke aerodynamische Interferenzen an den Klappen mit einer entsprechenden Modifikation dieser Schallquellen. Steilanflüge als ein Mittel zur Lärminderung sind nur dann wirksam, wenn die dazu benötigten Spoiler hinreichend wenig Zusatzgeräusch erzeugen.

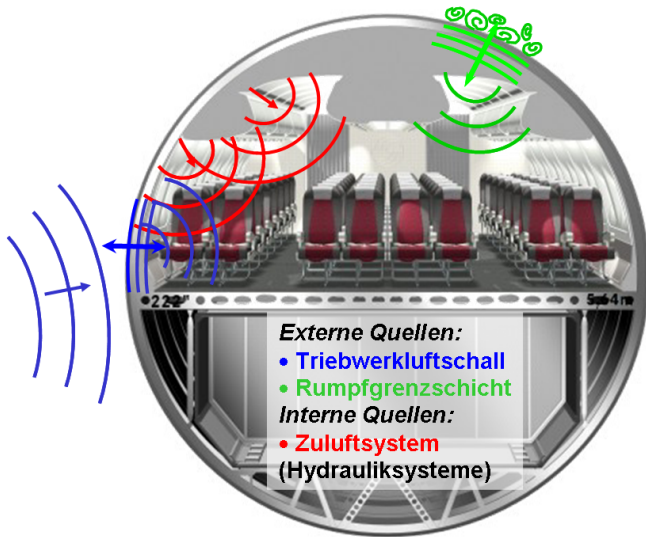


Abbildung 2: Turbulenzbedingte Innengeräuschquellen am Verkehrsflugzeug

- Innengeräusch

Auch die Geräusche in der Kabine während des Reiseflugs sind zu großen Teilen turbulenzbedingt oder zumindest stark turbulenzbeeinflusst. So wie in Abbildung 2 skizziert, bestehen turbulenzbedingte Quellen außen und innen.

Der Triebwerkluftschall trifft die Rumpfaußenhaut und der Schalldruck regt die Struktur zu Vibrationen an, die sich der Kabine als vibroakustische Schallquelle mitteilen. Der Triebwerkschall besteht dabei sowohl aus turbulenzbedingten, breitbandigen Anteilen etwa des Strahls, aber auch tonalen Anteilen aus der Turbomaschine. Was immer an Schall die Rumpfoberfläche erreicht, ist je-

doch zuvor durch die transsonische, hoch turbulente Rumpfgrenzschicht propagiert und hat dort eine z.T. dramatische Veränderung erfahren durch Brechung aber in sehr hohem Maße auch durch Streuung an der Grenzschichtturbulenz. Strukturschwingungen des Rumpfs können allerdings auch eine vollkommen anders geartete Ursache haben, nämlich die Anregung durch hydrodynamische Druckfluktuationen der turbulenten Rumpfgrenzschicht selbst. Denn jeder turbulente Wirbel führt ein Druckfeld mit sich, das sich als mitkonvektierender "Fußabdruck" der Oberfläche mitteilt.

Aber auch im Innern der Kabine treten wesentliche aeroakustische Schallquellen auf. Hierbei ist besonders die Schallerzeugung im Zuluftsystem der Klimaanlage zu nennen. Auch hier ist die turbulente Durchströmung des Rohrleitungssystems für die Schallentstehung verantwortlich.

2 Problemstellung der Berechnung turbulenzbedingter Strahler

Die Reynoldszahl ist ein Maß für das Skalenverhältnis der größten dynamischen Wirbel $\sim L$ und der kleinsten Wirbel $\sim \eta$. Aufgrund der bei kleiner werdenden Skalen zunehmenden Wirkung der Zähigkeit spielt ab dieser charakteristischen Skala η die nichtlineare Wirbeldynamik keine Rolle mehr. Alle Evolutionsprozesse unterhalb η sind dissipativer Natur.

Bei freier Turbulenz (z.B. Strahl) verringert sich die kinetische Turbulenzenergie

$$k = \frac{1}{2} \overline{(\mathbf{v}^t)^2} \quad (2)$$

infolge der viskosen Dissipation entsprechend der dominanten Terme der Transportgleichung für k mit

$$\bar{\mathbf{v}} \nabla k \simeq \epsilon = \nu \frac{1}{2} \overline{(\nabla \mathbf{v}^t + {}^t \nabla \mathbf{v}^t)^2} \quad (3)$$

Die Gradienten $\nabla \mathbf{v}^t$ bzw. ihr Transponiertes ${}^t \nabla \mathbf{v}^t$ auf der Skala der kleinsten Wirbel $\eta = \eta_k$ (Kolmogorov Skala) können aus dimensionsanalytischen Gründen abgeschätzt werden mit den Geschwindigkeitsunterschieden, die auf der Skala η_k anzutreffen sind $\frac{\Delta |\mathbf{v}^t|}{\eta_k} \sim \frac{\nu/\eta_k}{\eta_k}$.

Außerdem skaliert die konvektive Änderung $\bar{\mathbf{v}} \nabla \sim U_s/L$, mit der Hauptströmungs(strahl)geschwindigkeit U_s und der Längenskala der größten Wirbel L (z.B. Strahldurchmesser). Ferner ist die kinetische Turbulenzenergie $k \sim C^2 U_s^2$, mit C in der Größenordnung von 10%. Damit ergibt sich aus (3)

$$\frac{L}{\eta_k} \sim Re_L^{3/4} \quad (4)$$

Turbulente Grenzschichtströmungen sind durch die Haftbedingung an der Oberfläche gekennzeichnet, also der Wandschubspannung τ_w . Die Dimensionsanalyse ergibt mit der Viskosität ν und der aus τ_w gebildeten Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ hieraus die charakteristische Wandskala $\eta = \eta_w = \nu/u_\tau$. Die lokale Wandschubspannung einer turbulenten Platten-grenzschicht kann nach dem berühmten 1/7-Potenz Geschwindigkeitsprofil nach Prandtl berechnet werden zu

$\tau_w/\rho \simeq 0.029U_\infty^2 Re_L^{-1/5}$; damit ergibt sich für das Skalenverhältnis bei turbulenten Grenzschichtströmungen

$$\frac{L}{\eta_w} \sim Re_L^{9/10} \quad (5)$$

Da typische Reynoldszahlen technischer Strömungen in der Größenordnung von $Re = 1 - 15$ Millionen, z.T. noch höher liegen, ist η viele Größenordnungen kleiner als die Längenskala L , auf der bedingt durch die Geometrie des umströmten Bauteils die größten Wirbel erzeugt werden. Für eine vollständig die Turbulenz auflösende

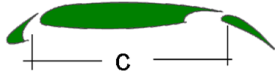


Abbildung 3: 2D Hochauftriebsprofil mit ausgefahrenen Vorflügeln und Hinterkantenklappe

numerische Simulation der Strömung wird daraus sofort deutlich, dass ein hierfür eingesetztes Rechengitter, das das Kontinuum in kleine Bildelemente (Gitterzellen) aufteilt, eine gigantisch hohe Anzahl von Gitterknoten $\sim (L/\eta)^3$ erfordert. Ein Beispiel soll dieses erläutern.

Das Ziel sei, die turbulente Umströmung eines realen Tragflügels in Hochauftriebskonfiguration skalenauflösend numerisch zu simulieren. Um die turbulente Umströmung eines 2D Hochauftriebsprofils nach Abbildung 3 mit einer Sehnenlänge $c = L = 0.46\text{m}$ bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 56\text{m/s}$, d.h. bei $Re_L = 1.7 \cdot 10^6$, in einem Gebiet mit spannwertiger Ausdehnung von ca. 3% c skalenauflösend zu berechnen, werden $N \simeq 25 \cdot 10^6$ Gitterzellen benötigt (vgl. [8]), wobei es sich hier bereits um ein sog. hybrides Verfahren handelt, in dem die kleinsten Skalen und wandnahen Schichten nicht aufgelöst, sondern modelliert werden (DES=Detached Eddy Simulation). Für einen Flügel mit einer typischen Halbspannweite von $b/2 \simeq 5c$ sind also bereits $N = 5 \cdot 33 \cdot 25 \cdot 10^6 = 4 \cdot 10^9$ Gitterpunkte erforderlich. Letztlich interessiert allerdings die turbulente Strömung beim Originalmaßstab des Flügels, also etwa $C = 10 c$, mithin für $Re_C = 17 \cdot 10^6$. Nach [1] skaliert der räumliche Diskretisierungsaufwand von sog. Grobskalensimulationen (LES=Large Eddy Simulation) mit ca. $Re^{2.7}$, d.h. die Anzahl der benötigten Rechengitterpunkte zur Berechnung eines Halbtragflügels beträgt $N \simeq 10^{2.7} \cdot 4 \cdot 10^9 = 2 \cdot 10^{12}$, wobei der zusätzliche Diskretisierungsaufwand durch die Vernetzung der Flügelspitze und Details eines Realflügels noch nicht berücksichtigt ist. Dieses Beispiel zeigt, dass ein exzessiver Rechenaufwand bei turbulenzsimulierenden Simulationen besteht. Daher können mittelfristig solche Rechenansätze etwa für Entwurfsaufgaben, bei denen eine Vielzahl von Varianten zu rechnen ist, nicht eingesetzt werden. Ihr Vorteil besteht allerdings darin, die physikalisch hochkomplexe Dynamik der Turbulenz numerisch (teil-)aufzulösen. So können diese Simulationen sinnvoll zum Studium von Quellmechanismen und für die Validierung vereinfachter Rechenansätze herangezogen werden.

Soll die numerische Simulation für den Entwurf lärmarm umströmter Bauteile genutzt werden, so zeigt die dar-

gestellte Problematik, dass turbulenzmodellierende Simulationsansätze erforderlich sind, bei denen eine numerische Auflösung der Turbulenz nicht erforderlich ist.

3 Stochastische Turbulenzmodellierung und numerische Simulation

Bevor auf die modellhafte Beschreibung der Turbulenz eingegangen wird, muss geklärt werden, welche Anforderungen an numerische Rechenverfahren für die Aeroakustik generell bestehen. Hierbei ist zu unterscheiden zwischen zwei zu beschreibenden physikalischen Prozessen:

a. Turbulenz- oder wirbelbedingte Schallerzeugung: Einerseits muss die Quellursache geeignet erfasst werden, also Wirbelkonvektion, -dynamik, -interaktion mit aerodynamischen Oberflächen. Andererseits muss der Quellvorgang, also die Umsetzung von Wirbelstörungen in Schall beschrieben werden.

b. Schallabstrahlung bei turbulent strömendem Medium: Die Schallfortpflanzung in (in)homogenen strömenden Medien muss erfasst werden, also Refraktion an Strömungsscher- und -grenzschichten, sowie an Temperaturschichten, insbesondere die Schallstreuung an der Turbulenz.

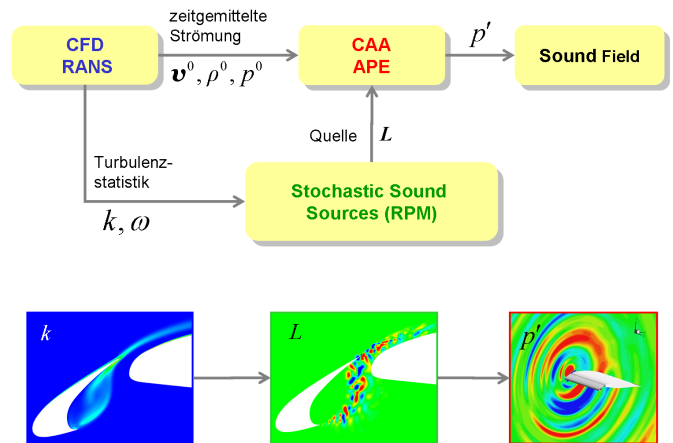


Abbildung 4: Dreistufiges aeroakustisches Simulationskonzept basierend auf RANS Simulation, stochastischer Turbulenzmodellierung und APE Simulation; oben: Prozess, unten: Beispiel der Schallberechnung in einer Vorflügelumströmung, links Verteilung der kinetischen Turbulenzenergie k aus RANS, mittig Momentanverteilung des stochastisch realisierten Quellterms L , rechts Schallfeld p' aus APE.

Ein Simulationskonzept für turbulenzbedingte Geräusche, das skalenauflösende Turbulenzsimulationen vermeidet, kann in einem dreistufigen Berechnungsprozess aufgesetzt werden. Die drei Verfahrenskomponenten bestehen aus 1) der Simulation des zeitgemittelten Strömungsfeldes, 2) einer geeigneten Modellierung der turbulenten Strömungsfluktuationen in Zeit und Raum und 3) der Lösung einer akustischen Störungsgleichung zur Berechnung des Quell- und Abstrahlungsvorgangs. Die Zusammenhänge zwischen den 3 Verfahrenskomponenten sind in Abbildung 4 dargestellt.

Schritt 1

Die turbulente Strömung wird im ersten Schritt durch nu-

merische Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS=Reynolds Averaged Navier-Stokes) als zeitgemitteltes Feld mit Hilfe eines CFD (=Computational Fluid Dynamics) Verfahrens berechnet. Solche Simulationen verwenden ein Turbulenzmodell, das die bei der Zeitmittelung der Navier-Stokes'schen Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie auftretenden, unbekannten statistischen Turbulenzgrößen auf die zeitgemittelten Strömungsgrößen Dichte $\bar{\rho}$, Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{v}}$ und Druck \bar{p} zurückführt. Die Berechnung auch von Hoch-Reynoldszahlproblemen wie in der Luftfahrt erfordert Fachwissen, ist aber im Bereich der CFD Stand der Technik. Am Ende der RANS Simulation ist das zeitgemittelte Strömungsfeld und die Turbulenzgrößen, z.B. die kinetische Turbulenzenergie k nach (2) und deren Dissipationsrate ϵ nach (3) bekannt.

Schritt 2

Die aus der RANS-Lösung ermittelten Turbulenzdaten werden als Eingangsgrößen einer stochastischen Turbulenzmodellierung nach Ewert [2] verwendet. Während Details dieser Modellierung hier nicht ausgeführt werden können, soll folgend kurz das Konzept dieses Ansatzes erläutert werden. Als "Träger" der Turbulenzschwankungen wird zunächst ein mit der (bekannten) Strömung $\bar{\mathbf{v}}$ konvektierendes Feld räumlich weißen Rauschens aufgesetzt. Definitionsgemäß sind die Fluktuationen räumlich hier unkorreliert. Um eine zeitliche Dekorrelation der Turbulenz zu berücksichtigen, kann eine zeitliche ortsabhängige Veränderung des ansonsten passiv konvektierenden Rauschfelds erfolgen entsprechend der lokalen turbulenten Zeitskalen $\tau_s \sim k/\epsilon$ aus der RANS, [3]. Das weiße Rauschen wird sodann einer räumlichen Filterung unterzogen, deren Filterweite so gewählt wird, dass die (aus der RANS bekannte) Korrelationslänge $l_s \sim k^{3/2}/\epsilon$ der zu beschreibenden Turbulenz an jedem Punkt erreicht wird. Die Filterung enthält außerdem eine Gewichtung, die aus der kinetischen Turbulenzenergie k gebildet wird und dafür sorgt, dass bei späterer statistischer Auswertung des aufgesetzten Fluktuationsfelds die vorgegebene Verteilung für k rekonstruiert wird. Das so geschaffene Fluktuationsfeld wird als Stromfunktion $\Psi(\mathbf{x}, t)$ betrachtet, aus der durch Rotationsbildung das zu modellierende Geschwindigkeitsfluktuationsfeld $\mathbf{v}^t = \nabla \times \Psi$ wird. Mit diesem Ansatz ist sicher gestellt, dass die modellierten Fluktuationen divergenzfrei sind. Es sei erwähnt, dass es für die korrekte Wiedergabe des aeroakustischen Schallfeldes ausreicht, die Zweipunkt Orts-Zeitkorrelation des Quellterms genau zu beschreiben; höhere Momente gehen hier nicht ein, [12].

Die numerische Umsetzung dieser stochastischen Turbulenzrealisierung kann auf zwei unterschiedliche Weisen geschehen. Beim sog. RPM Modell (RPM=Random Particle Mesh) wird zunächst ein Gebiet turbulenter Strömung identifiziert in dem die Schallerzeugung stattfindet. Auf den Stromlinien des zeitgemittelten Strömungsfeldes werden in der Einströmfläche des Quellgebiets nach einer konstanten Taktrate Strömungspartikel eingesetzt, die je eine Zufallszahl entlang der Stromlinie tragen; die Filterung erfolgt mit

räumlich digitalen Filtern. In einer zweiten numerischen Umsetzung (FastRPM=FRPM) des stochastischen Modells werden die Partikel auf einem kartesischen Zwischenrechengitter beschrieben; auf diesem Gitter können in dieser Variante Filteroperationen sehr effizient und genau durchgeführt werden.

Schritt 3

Schließlich werden Störungsgleichungen für die instationären Störungen ρ', \mathbf{v}', p' gelöst, deren Koeffizienten vom vorab berechneten Strömungsfeld abhängen und deren Quellterm mit Hilfe der stochastisch in Ort und Zeit modellierten turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen \mathbf{v}^t gebildet wird. Unter Störungsgleichungen werden hier die linearisierten Eulergleichungen (LEE) verstanden, die nach Linearisierung der RANS-Gleichungen und Vernachlässigung der viskosen Terme entstehen. Die LEE beschreiben also reibungsfreie kleine Störungen um die RANS-Grundströmung. Eine Abwandlung der LEE sind die "Acoustic Perturbation Equations" (APE) von Ewert und Schröder [4], bei denen aus den Termen der LEE Anteile abgespalten und als Quellterm interpretiert werden. Der Quellterm der APE ist die Störung des sog. Lamb-Vektors $\mathbf{L} = -\boldsymbol{\omega}^t \times \bar{\mathbf{v}} - \bar{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{v}^t - \boldsymbol{\omega}^t \times \mathbf{v}^t$, wo $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$ die Drehung bezeichnet. Mit der Trennung nach Propagations- und Quelltermen folgen die APE dem Konzept einer aeroakustischen Analogie, konzeptionell ähnlich der Lighthill'schen Wellengleichung, allerdings verallgemeinert für nichttriviale Grundströmungsfelder (exakt für Potenzialströmungen).

4 Simulation - Beispiele

Folgend soll das Potenzial des im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Simulationskonzepts für turbulenzbedingten Schall anhand von ausgeführten Berechnungen nachgewiesen werden.

4.1 Schallabstrahlung von Hochauftriebsprofil

Die Schallabstrahlung des freigegebenen McDonald Douglas (Boeing) Hochauftriebsprofils 30P30N mit einer Profilesehne von $c = 0.46\text{m}$, vgl. Abbildung 5 bei einer Anströmgeschwindigkeit von 56m/s ($Re = 1.7 \cdot 10^6$) wurde auf Basis der numerischen Lösung der APE-Gleichungen mit dem CAA code PIANO des DLR ([15]) und der o.g. stochastischen Turbulenzmodellierung berechnet [6]. Die Ergebnisse wurden mit denen turbulenzauflösender Verfahren der NASA [7] und der TU Berlin [8] verglichen. Abbildung 5 zeigt einen Vergleich der Druckleistungsdruckespektren in einem Abstand von $1.5c$ senkrecht unterhalb der Vorflügelhinterkante. Zwischen 1-15kHz ist eine exzellente Übereinstimmung aller drei Berechnungen zu verzeichnen. Die skalenaufauflösenden Simulationen erfordern dafür eine erhebliche Anzahl von Rechengitterzellen (NASA ca. 60 Millionen bei einer spannwitigen Auflösung von 75% der Vorflügelsehne, TU-Berlin ca. 25 Millionen bei einer spannwitigen Auflösung von 22% der Vorflügelsehne), während die auf stochastischer Modellierung basierende Simulation des DLR bei einer Gitterknotenanzahl von ca. 0,65 Millionen durch-

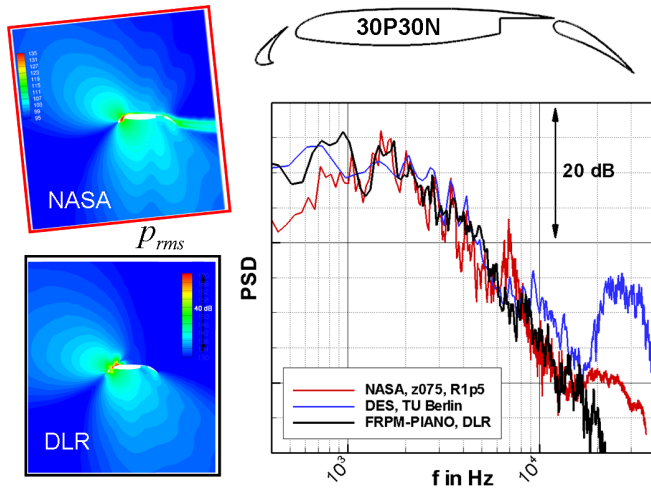


Abbildung 5: Simulation von Vorflügelgeräusch mittels turbulenzsimulierender (NASA, TU-Berlin) und turbulenzmodellierender (DLR) Ansätze, Leistungsdichtespektrum des Drucks 1.5 Sehnenlängen senkrecht unter Vorflügelhinterkante.

geführt wurde. Oberhalb ca. 15kHz weisen die Ergebnisse der TU Berlin ein ausgeprägtes Maximum auf, was mit quasi-periodischem Wirbelabwerfen an der stumpfen Vorflügelhinterkante zusammenhängt. Die Simulationen von NASA und DLR wurden mit spitzer Hinterkante durchgeführt und enthalten dieses Phänomen daher nicht. Der Peak unterhalb von ca. 7kHz in der Simulation der NASA könnte mit den für die Simulation gesetzten periodischen Randbedingungen in Spannweitenrichtung zusammenhängen.

4.2 Rumpfschalldruck aus Tonsignalen vom Triebwerk

Ein wesentlicher Anteil des Kabinengeräusches während des Reiseflugs rührt von der Vibrationsanregung der Rumpfstruktur durch breitbandige Druckfluktuationen auf der Rumpfaußenhaut. Drei Hauptursachen können hierfür identifiziert werden.

- das hydrodynamische Druckfeld der turbulenten Wirbel in der Rumpfgrenzschichtströmung
- der vom Triebwerk einfallende Strahlschall nach dessen Durchgang durch die turbulente Rumpfgrenzschicht
- die Streuung von Triebwerkstönen in der turbulenten Grenzschicht am Rumpf

Folgend wird der letzte Punkt näher beleuchtet. Für Verkehrsflugzeugkonfigurationen mit Triebwerken am Heck wie in Abbildung 6 skizziert, fällt tonaler Schall etwa vom Triebwerksfan oder von einem Propellerantrieb unter kleinen Winkeln θ zur Rumpfoberfläche auf. Die mit der Lauflänge entlang des Rumpfes gebildete Reynoldszahl beim Flug in ca. 11km Höhe und einer Flugmachzahl von $M_\infty = 0.75$ beträgt etwa $Re = 200 \cdot 10^6$. Eine Berechnung der Brechung und Streuungswirkung an den turbulenten Fluktuationen der Grenzschichtströmung ist hier

mit skalenauflösenden Verfahren nicht mehr machbar, wohl aber über eine stochastische Modellierung der Turbulenz. Abbildung 6 skizziert beispielhaft eine Flugzeugkonfiguration mit am Heck angebrachten gegenläufigen Propellern. Um die auftretenden Phänomene grundlegend zu untersuchen, wird zunächst anstelle des komplexen Schallfeldes der Propeller stark vereinfachend eine Punktschallquelle (Punktmassenquelle) betrachtet. Die Quelle befindet sich im Abstand $d = 2.5\text{m}$ von einer ebenen Platte, die -ebenfalls vereinfachend- die Rumpfoberfläche repräsentiert, allerdings der Situation am Flugzeug vergleichbar überströmt wird. Bei dieser Aufgabenstellung werden die Linearisierten Eulergleichungen (LEE) einmal über dem zeitgemittelten turbulenten Strömungsfeld $\bar{\mathbf{v}}$, danach über dem turbulent fluktuierenden Feld $\bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}^t$ mittels des CAA codes PIANO des DLR numerisch gelöst. Die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen $\mathbf{v}^t(\mathbf{x}, t)$ werden wiederum stochastisch mit dem FRPM Modell beschrieben. Dieses Vorgehen wurde für die Brechung und Streuung an Scherschichten entwickelt und erfolgreich erprobt, vgl. [9]. Das Rechengebiet besitzt eine Länge von 9.3m, eine Spannweite von 4.0m und eine Höhe von 0.4m.

Die Auswirkung der Grenzschichtbrechung auf den

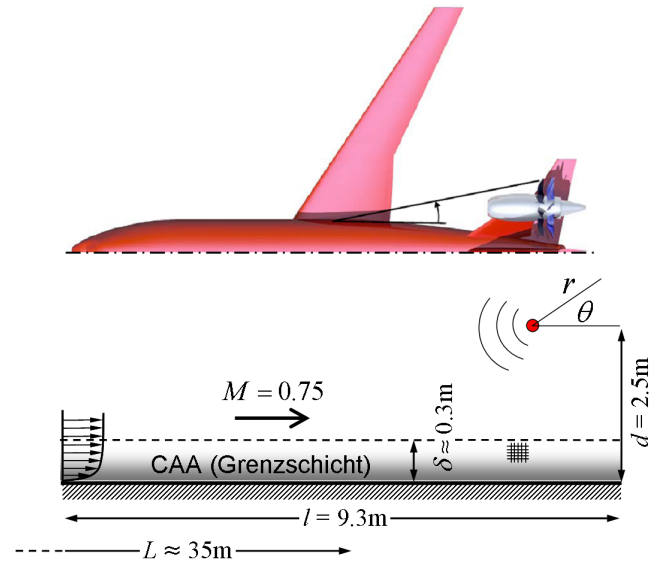


Abbildung 6: Problemstellung der Propagation von Triebwerkschall durch turbulente Rumpfgrenzschicht im Reiseflug und zugeordnetes, vereinfachtes Simulationsproblem.

Oberflächenschalldruckpegel ist in Abbildung 7 erkennbar, [5]. In der Draufsicht der Platte (oberer Teil der Abbildung) ist der Pegel einmal ohne und einmal mit Strömungsgrenzschicht $\bar{\mathbf{v}}$ dargestellt. Stromab der Quelle ist kaum ein Unterschied erkennbar. Im Bereich stromauf der Quelle ist die Situation anders. Abbildung 8 zeigt die isolierte Wirkung der Brechung und die kombinierte Wirkung; die Brechungswirkung ist dramatisch; etwa 1m stromauf der Quelle ist ein nennenswerter Schalldruckpegel nicht mehr zu erkennen. Dieser für das Kabinengeräusch grundsätzlich günstige Propagationseffekt ist deutlich frequenzabhängig, was ein Vergleich der Verläufe im Diagramm von Abbildung 7 bei gleichem Abstand d

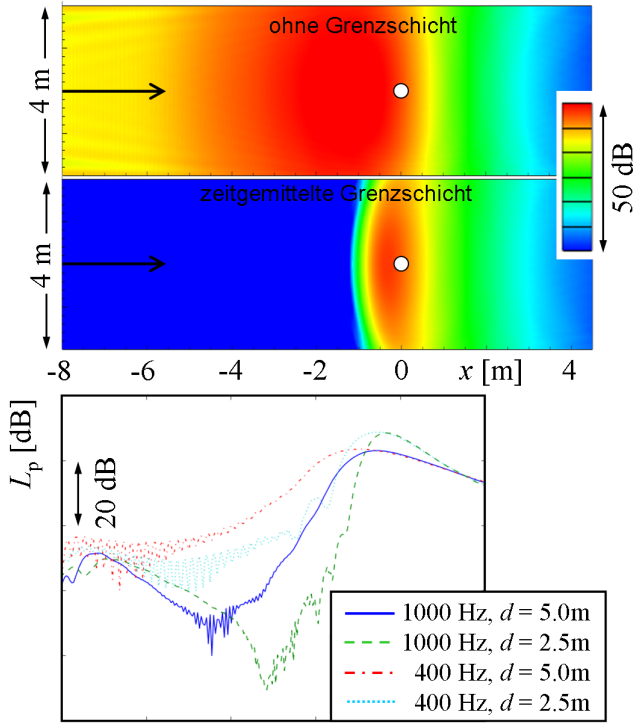


Abbildung 7: Brechungseffekt der Rumpfgrenzschicht. Oben: Plattendruckpegel ohne Grenzschicht, darunter mit Grenzschicht (weißer Punkt bedeutet Position der Quelle), unten: Pegelverlauf entlang des Mittelschnitts bei verschiedenen Frequenzen und Abständen zur Platte, [5].

zeigt. Wie erwartet, erfährt die höhere Frequenz einen stärkeren Brechungseffekt. Ein interessantes Ergebnis zeigt die Variation des Quellabstands von $d = 2.5$ m auf $d = 5.0$ m zur Platte bei festgehaltener Frequenz. Bis auf Positionen in der Nähe des Lotpunktes unterhalb der Quelle erzeugt stromaup die Quelle mit verdoppeltem Abstand den deutlich höheren Schalldruck auf der Platte. Der Grund für dieses Phänomen ist im Einfallswinkel θ des Schalls zu suchen, der mit zunehmendem Abstand zur Platte steiler wird. Einerseits besitzt die Punktschallquelle aufgrund der konvektiven Verstärkung in der Strömung eine gewisse Richtwirkung im stromaup liegenden Halbraum, die für leicht erhöhte Amplituden bei steileren Winkeln θ sorgt. Viel entscheidender aber ist die empfindliche Abhängigkeit der Brechung vom Einfallswinkel derart, dass die Brechung umso stärker wird, je flacher der Schall auf die Grenzschicht fällt.

Abbildung 8 zeigt die Wirkung von Brechung und Streuung des Tonsignals an der turbulenten Grenzschicht. Offenbar streut die Turbulenz stromaup die Schallwellen zurück auf die Plattenoberfläche in Gebieten, die bei reiner Brechung keinen nennenswerten Schalldruck mehr verzeichnen würden. Bei der Analyse des Plattendrucksignals an der Stelle $x = -1.5$ im Mittenschnitt der Platte zeigt sich ein zunächst verblüffendes Ergebnis hinsichtlich der Frequenz. Denn obwohl das Quellsignal in dieser Simulation mit $f_0 = 1$ kHz vorgegeben ist und der betrachtete Wandpunkt zum Quellpunkt keine Relativgeschwindigkeit besitzt, erscheint das Wanddrucksignal im Mittel mit etwa 1.5 kHz deutlich frequenzverschoben. Der Pro-

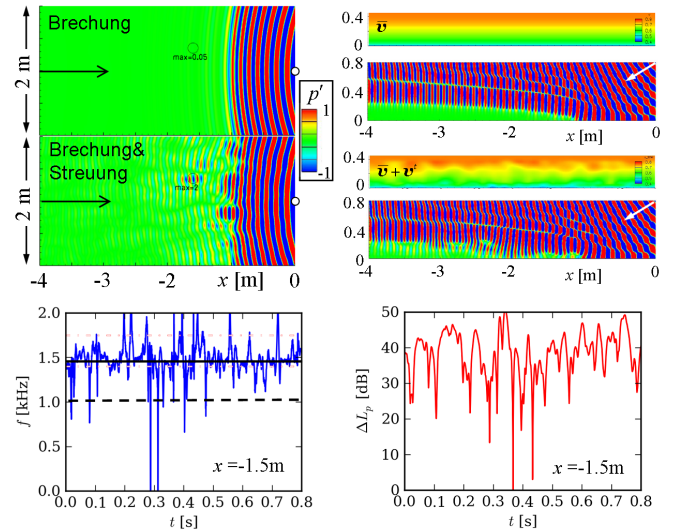


Abbildung 8: Brechung und Streuung in Rumpfgrenzschicht bei Tonsignal von 1 kHz. Oben: Momentanverteilung des Drucks ohne und mit Streuung, links Plattendraufsicht, rechts Seitenansicht, Unten: links Momentanfrequenz, rechts Momentanpegel, [5].

pagationsmechanismus, der diesem Phänomen zugrunde liegt, ist derzeit nicht gänzlich verstanden. Jedenfalls gelangt an der betrachteten Position das einfallende Schallsignal aufgrund der starken Grenzschichtbrechung gar nicht mehr auf die Plattenoberfläche, sondern nur noch vermittels der Streuung an den turbulenten Wirbeln, die mit einer mittleren Konvektionsgeschwindigkeit $U_c < U_\infty$ stromaup laufen. Diese Wirbel nämlich besitzen eine Relativbewegungskomponente zur Quelle und nehmen ein Doppler-verschobenes Signal wahr. Sie streuen die Schallwelle und werden damit selbst zum (bewegten) Strahler; speziell in Richtung des jeweiligen Wandpunkts unter den Wirbeln geben sie dieses Signal ohne weitere Frequenzverschiebung ab.

Nun ist die streuungsbedingte Dopplerverschiebung abhängig von der Machzahlkomponente der streuenden Wirbel auf den Quellpunkt. Diese Machzahlkomponente ist einerseits von der axialen Position des Empfangspunkts auf dem Rumpf abhängig. Andererseits ist die Verschiebung abhängig vom Abstand des Quellpunkts; am festen Ort auf dem Rumpf fällt die Verschiebung stärker aus, je näher der Quellpunkt an der Oberfläche liegt. Bei räumlich ausgedehnten Quellen, wie einem Propeller überlagern sich also am festen Oberflächenpunkt bei gleicher Quellfrequenz unterschiedlich Doppler-verschobene Signale. Zusammenfassend ist festzustellen, dass aufgrund der Brechung, insbesondere aber der turbulenten Streuung in der Grenzschicht der Rumpf eine breitbandige Anregung durch Triebwerkschall erfährt, selbst wenn die zugrunde liegende Schallquelle tonaler Art ist. Dieser Umstand hat weitreichende Konsequenzen für die Schwingungsanregung des Rumpfs.

5 Minderung von Strömungsschall

Die Abbildung 9 zeigt eine repräsentative Wichtung der verschiedenen Schallquellen an einem modernen Kurzstreckenverkehrsflugzeug im Landeanflug. Danach dominiert das Umströmungsgeräusch aus Vorflügeln, Hinterkantenklappen und Fahrwerk das Gesamtgeräusch des Flugzeugs, wobei der Beitrag der Flugantriebe nur wenig geringer ausfällt. Die wichtigste Umströmungsschallquelle stellt das Fahrwerk dar. Daher ist es zunächst sinnvoll, Lärminderungstechnologien für Fahrwerke zu entwickeln.

5.1 Fahrwerkgeräusch

Fahrwerkgeräusche sind breitbandig und gänzlich bestimmt durch die turbulente Umströmung. Lärminderungstechnologien für Fahrwerke sind bei verschiedenen nationalen und europäischen Forschungsprogrammen in der Vergangenheit schritt-

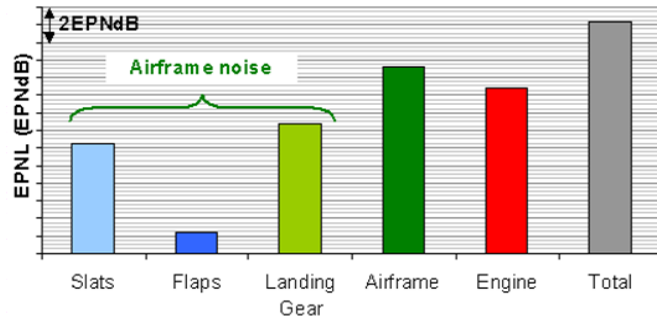


Abbildung 9: Quellengewichtung des Landegeräusches moderner Kurzstreckenverkehrsflugzeuge (Quelle: Airbus).

weise erfolgreich entwickelt worden. Die vorerst beste und technisch auch realisierbare Kombination von Technologien hat das EU-Projekt TIMPAN (Ende 2009) hervorgebracht. Die Realisierung lärmreduzierender Modifikationen an Fahrwerken unterliegt nämlich vielfältigen technisch-operationellen Einschränkungen (Sicherheit, Kosten, Wirtschaftlichkeit, Wartung etc.), wodurch viele durchaus erfolgreiche Technologien oftmals verworfen werden müssen. In Rahmen des Projekts TIMPAN wurden im "Large Scale Low Speed Facility" (LLF) der Deutsch-Niederländischen Windkanäle (DNW) mit einem Messstreckenquerschnitt von 6m×6m aeroakustische Versuche an einem Fahrwerk im Maßstab 1:4 durchgeführt. Zunächst konnte ein -bereits bei anderen Messkampagnen beobachtetes- Skalierungsgesetz der Schallintensität I mit der Anströmungsgeschwindigkeit U_∞ von $I \sim U_\infty^6$ nachgewiesen werden. Aus Vergleichen zu Messdaten eines Fahrwerks gleicher Bauart im Originalmaßstab aus einer vorangegangenen Kampagne konnte überdies gezeigt werden, dass die Schallintensität mit dem Quadrat des Maßstabsfaktors, bzw. dem Quadrat der Modellabmessungen skaliert, d.h. relevante Spektren können auch an herunterskalierten Fahrwerksmodellen ermittelt werden. Besonders wirksam war in Kombination a) eine -15° Anstellung des Landegestells, b) strömungsdurchlässige Verkleidungen an Fahrgestell und Verbindungselementen, c) Bremsenverkleidungen

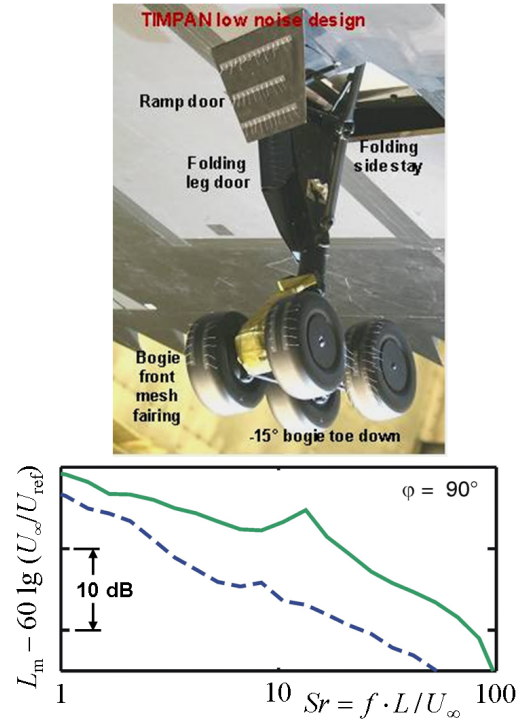


Abbildung 10: Lärminderung an Flugzeughauptfahrwerk (EU-Projekt TIMPAN) nach [10].

(partiell wg. Luftkühlungsanforderungen), d) anstellbare Fahrwerkstüren mit einer Rampentür stromauf des Fahrwerks zur Abdrängung der Strömung, e) eine neue, strömungsgünstig entworfene Seitenstütze für das Fahrwerksbein. Die Maßnahmen in Kombination und die Geräuschminderung gegenüber der Referenz (Standardfahrwerk) ist in Abbildung 10 dargestellt. Die hier gezeigten Maßnahmen führen auf eine Minderung des Fahrwerkgeräusches von (auf Originalmaßstab skaliert) ca. 8 dB(A), was sich zu einer Senkung des für die Luftfahrt relevanten Überflugpegel "Equivalent Perceived Noise Level" (EPNL) von ca. 6.5 EPNdB übersetzen lässt.

Wird die Möglichkeit der Minderung von Fahrwerkgeräusch in der Quellengewichtung von Abbildung 9 berücksichtigt ebenso wie die realistische Möglichkeit einer Absenkung von ca. 6 EPNdB (konservativ) des Triebwerkgeräusches für Turbofanantriebe der kommenden Generation, so ist fortan das Hochauftriebssystem die gesamtlärmbestimmende Flugzeugkomponente.

5.2 Hochauftriebsgeräusch

Während für das Fahrwerk hoch wirksame Lärminderungstechnologien gefunden werden können, so ist die Situation bei Hochauftriebssystemen wesentlich komplizierter. Im Gegensatz zum Fahrwerk besteht ein Hochauftriebssystem aus aerodynamisch optimierten Teilkomponenten. Ein Eingriff mit dem Ziel der Lärminderung führt leicht dazu, dass das aerodynamische Optimum verlassen wird. Grundsätzlich bestehen zwei unterschiedliche Wege zur Minderung von Hochauftriebsgeräusch, das im übrigen, so wie Fahrwerkgeräusch

turbulenzbedingt und daher generisch breitbandig ist. Einerseits könnte der Entwurfsprozess des Systems um die aeroakustische Dimension erweitert werden, so dass schon bei der Gestaltung akustische Belange mit einfließen ("silent by design"). Ist ein aeroakustischer Entwurf nicht möglich oder durch multidisziplinäre Randbedingungen zu eingeschränkt, um erfolgreich zu sein, können zusätzlich Lärm-minderungs-technologien in Form von Nachrüstmaßnahmen entwickelt werden, die ein feststehenden Entwurf leiser machen. Beide Wege sollen hier beispielhaft aufgezeigt werden.

CAA basierter Entwurf leiser Vorflügelstellungen

Soll die Aeroakustik in den Entwurfsprozess von Hochauftriebssystemen einfließen, bedarf es der Möglichkeit, zuverlässig und sehr effizient Aussagen zur Schallabstrahlung zu machen. Das gelingt in der Regel nicht mit empi-

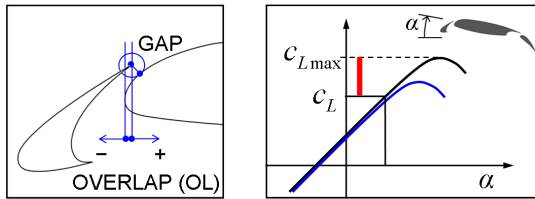


Abbildung 11: Links: Definition von GAP und OVERLAP zur Positionsbeschreibung eines Vorflügels, rechts: Auftriebsbeiwert c_L als Funktion des Anstellwinkels α und Maximalauftrieb.

rischen Ansätzen, weil diese typischerweise nichtkonventionelle Entwurfsvarianten nicht abbilden können. Skalaauflösende Simulationen sind viele Größenordnungen zu rechenzeitintensiv, um im Entwurfsprozess eingebunden werden zu können. Das in Abschnitt 3 dargestellte aeroakustische Berechnungskonzept allerdings ermöglicht so schnelle Antwortzeiten, dass Entwurfsaufgaben angegangen werden können.

Das Ziel der Studie ist, eine leise Vorflügelposition am Hochauftriebsprofil F16 des DLR (Abbildung 12) aufzufinden. Solch eine Studie ist experimentell nur schwierig durchführbar, da für jede Variante Modellbauteile zu fertigen wären. Die Positionierung wird nach Abbildung 11 durch zwei Parameter bestimmt, 1) "GAP", die Spaltweite (Öffnungsweite zwischen Vorflügel und Hauptflügel) und 2) "OVERLAP", die Überlappung zwischen Vorflügelhinterkante und Hauptflügelvorderkante. Beide Größen werden in Prozent der Profilsehne c bei eingefahrenen Klappen angegeben.

Für eine Vielzahl von GAP/OVERLAP Konfigurationen wird zunächst die Abhängigkeit der Auftriebskraft L vom Anstellwinkel α mittels CFD Simulationen bestimmt und in Form des dimensionslosen Auftriebsbeiwerts $c_L = L / (\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 F)$ aufgetragen, wobei F die Bezugsflügelfläche (Planform) des Tragflügels bezeichnet, vgl. Abbildung 11. Aus dem Verlauf ergibt sich insbesondere der Maximalauftriebsbeiwerts c_{Lmax} , der bei fester Anströmgeschwindigkeit U_∞ die maximal erreichbare Auftriebskraft angibt und als Leistungskennzahl des Hochauftriebssystems gilt. Der Maximalauftrieb wird beim Erreichen eines kritischen Anstellwinkels α ange-

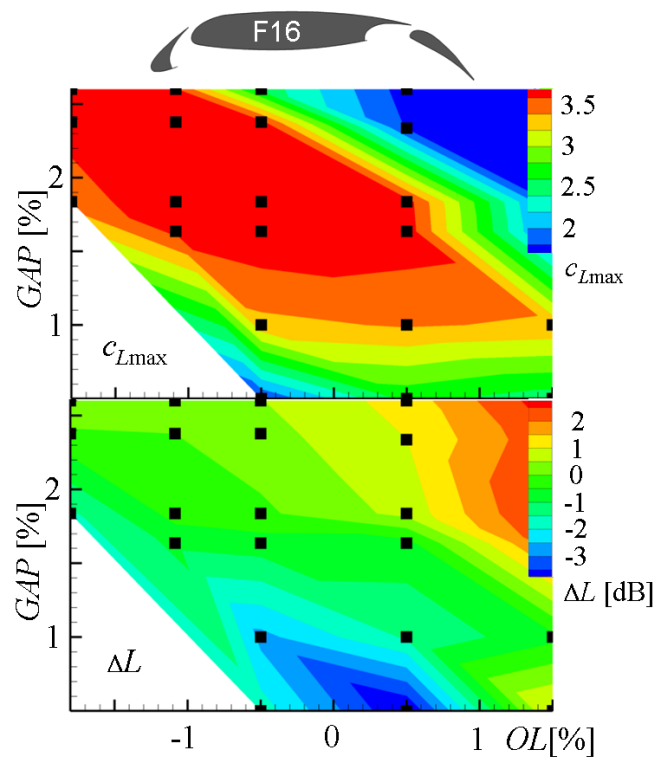


Abbildung 12: Oben: Maximalauftrieb als Funktion von GAP und OVERLAP, ermittelt aus RANS Analysen mit CFD Code TAU (DLR), unten: Schalldruckpegel als Funktion von GAP und OVERLAP, ermittelt aus RPM/APE Analyse mit CAA Code PIANO (DLR), [11].

nommen, bei der die Strömung ablöst, vgl. Abbildung 11 rechts. Das Ergebnis einer solchen Analyse für das DLR-F16 Profil ist im oberen Teil von Abbildung 12 gezeigt, [11]. Danach gibt es einen Optimalwert von c_{Lmax} bei $(GAP, OL) \simeq (2\%, -0.75\%)$.

Nach der aerodynamischen Analyse folgt die aeroakustische. Dazu wird für einen festen Anstellwinkel weit unterhalb des maximalen Anstellwinkels die Schallabstrahlung des Hochauftriebssystems bei verschiedenen GAP/OVERLAP Konfigurationen mittels CAA berechnet. Als Maß für die Schallabstrahlung wurde der Schalldruckeffektivwert zwei Flügelsehn unterhalb des Profils entlang einer mit der Anströmung ausgerichteten Linie integriert und als Pegel ΔL dargestellt. Das Ergebnis dieser Analysen zeigt Abbildung 12 unten. Es ist zu erkennen, dass die minimale Schallabstrahlung bei ganz anderen Vorflügelstellungen erreicht wird als der beste Maximalauftrieb.

Hier stellt sich die Frage, ob das akustische Kennfeld $\Delta L(GAP, OL)$ in 12 tatsächlich die akustisch günstigste Vorflügelstellung ausweist, denn sie wäre verbunden mit einem Verlust an c_{Lmax} . Dieser Verlust hat in der Tat weitreichende Folgen mit einer Rückwirkung auf die Akustik. Denn geringeres c_{Lmax} ist verbunden mit der Forderung nach einer höheren Fluggeschwindigkeit, womit die Schallleistung wieder ansteigt. Ausgangspunkt hierfür ist die Tatsache, dass das Hochauftriebssystem unabhängig vom Anstellwinkel oder der Vorflügelstellung stets die selbe Auftriebskraft (nämlich das

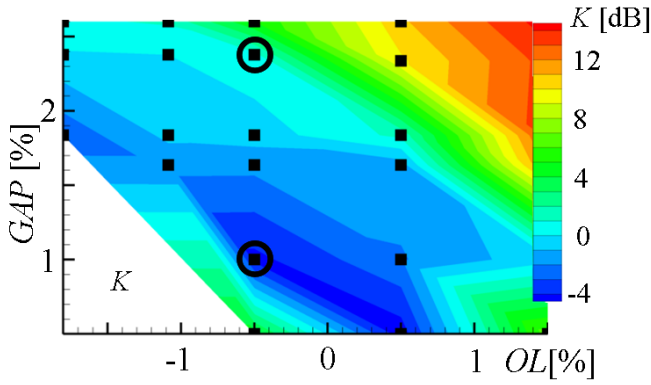


Abbildung 13: Aeroakustische Kostenfunktion nach (6) für DLR-F16 Hochauftriebsprofil, [11].

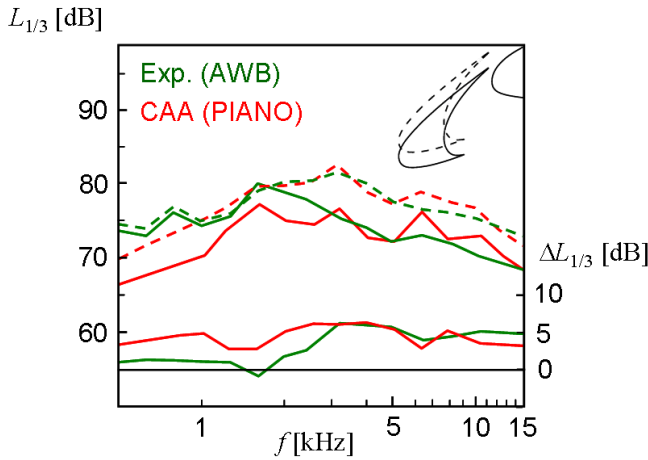


Abbildung 14: Terzspektren senkrecht unterhalb der Vorflügelhinterkante, lärmarme Vorflügelstellung und Referenz (gestrichelt) numerisch simuliert (rot) und im Aeroakustischen Windkanal Braunschweig (DLR-AWB) gemessen (grün).

Gewicht des Flugzeugs) erzeugen muss: $L = c_L \frac{\rho}{2} U_\infty^2 F = c_{L \max} \frac{\rho}{2} U_s^2 F$, wobei U_s die Geschwindigkeit bei Maximalauftriebsbeiwert (und damit Maximalanstellwinkel) bei Ablösung bezeichnet. Flugsicherheitsvorgaben erlauben einen Flug nur bei Geschwindigkeiten deutlich oberhalb dieser Ablösegeschwindigkeit; der Abstand zu dieser Grenze wird mit Hilfe einer Konstanten $C \simeq 1.23$ definiert als $U_\infty \geq C U_s$ und damit $c_L \leq c_{L \max} / C^2$. Beim Vergleich zweier Hochauftriebskonfigurationen (Vorflügelstellungen) stehen die Fluggeschwindigkeiten also im Verhältnis $U_\infty / U_{\infty, ref} = \sqrt{c_{L \max, ref} / c_{L \max}}$. Aus vorangegangenen CAA Analysen und Messungen ist zudem bekannt, dass die Intensität des Vorflügelgeräusches mit etwa der fünften Potenz der Anströmgeschwindigkeit skaliert; d.h. $p_{rms}^2 \sim U_\infty^5 \sim c_{L \max}^{-5/2}$. Diese Abhängigkeit des Schalldrucks von $c_{L \max}$ erlaubt nun eine Kombination des aerodynamischen und aeroakustischen Kennfeldes aus Abbildung 12 zu einer **aeroakustischen Kostenfunktion**

$$K = \Delta L + 10 \lg(c_{L \max, ref} / c_{L \max})^{5/2} \quad (6)$$

Dieses Kennfeld ist in Abbildung 13 dargestellt. Es weist ein klares Minimum aus und damit eine lärmminimale Vorflügelstellung. Die Ergebnisse dieser Studie wurden experimentell im Aeroakustischen Windkanal Braunschweig (AWB) des DLR nachgemessen. Dazu wurden die zwei mit Kreisen in Abbildung 13 gekennzeichneten Vorflügelstellungen realisiert. Sie repräsentieren eine laute und eine leise Stellung. Der Vergleich von Messung und Simulation ist in Abbildung 14 dargestellt. Die Spektren sind in sehr guter Übereinstimmung; dieses gilt insbesondere für den Unterschied beider Varianten, der breitbandig im Bereich von 5dB liegt. Eine größere Abweichung zwischen numerischer und experimenteller Simulation ist für Frequenzen unterhalb ca. 1.5kHz zu erkennen. Auffällig ist hier, dass beide Vorflügelstellungen im Experiment den selben Verlauf aufweisen, was darauf deutet, dass in diesem Frequenzbereich ein Störgeräusch die Messung beeinflusst hat, vermutlich das Eigengeräusch der Einspannung des Modells.

Minderung von Umströmungsgeräusch mit strömungsdurchlässigen Materialien

Ein aeroakustischer Entwurf wie vorher diskutiert ist nicht immer machbar, weil andere Disziplinen der Gestaltung Beschränkungen auferlegen, andererseits mögen Minderungserfolge durch Entwurf nicht ausreichend sein. Dann kann z.B. auf die Verwendung von Modifikationen, speziell auch dem Einsatz strömungsdurchlässiger Materialien zurückgegriffen werden. Die Beschreibung solcher Materialien für die numerische Simulation befindet sich erst in den Anfängen, so dass sich hier die experimentelle Analyse im aeroakustischen Windkanal anbietet. Ein Grundelement der Schallerzeugung bei Umströmungsgeräuschen ist die Wechselwirkung von Turbulenz mit den Vorder-, Hinter-, und Seitenkanten von Flugzeugkomponenten. Während das Eigengeräusch der Turbulenz im Bereich anliegender Grenzschichtströmungen sehr gering ist, wird sehr effektiv Turbulenzenergie in Schalleistung an Kanten gewandelt. Es ist daher sinnvoll, generell Kantenmodifikationen vorzunehmen mit dem Ziel, die Schallentstehung günstig zu beeinflussen.

Die Abbildung 15 zeigt ein Prinzipexperiment von Herr [14] zur Hinterkantenschallerzeugung an einem einfachen Profil (NACA0012) mit der Sehnenlänge $c = 0.4\text{m}$. Als Referenz dient das Profil mit solider Hinterkante, deren Dicke mit $d = 0.15\text{mm}$ besonders scharf ausgeführt ist, um ein kohärentes Wirbelabwerfen an einer zu stumpfen Hinterkante zu vermeiden. Die Hinterkante wird durch entsprechende Einsätze mit strömungsdurchlässigen Materialien versehen. Es handelt sich dabei einerseits um eine Reihe (flexibler) Polypropylenborsten, einer Reihe starrer "Borsten" ähnlicher Geometrie (Nadeln) und der Anordnung von Feinstschlitzen [13]. Alle Modifikationen sind entlang mit Strömungsrichtung angeordnet. Die Abbildung 16 zeigt das Ergebnis dieser Studie im Terzbandspektrum für unterschiedliche Anstellwinkel bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 60\text{m/s}$. In einer Vorstudie (nicht gezeigt) wurde zunächst das U_∞^5 Geschwin-

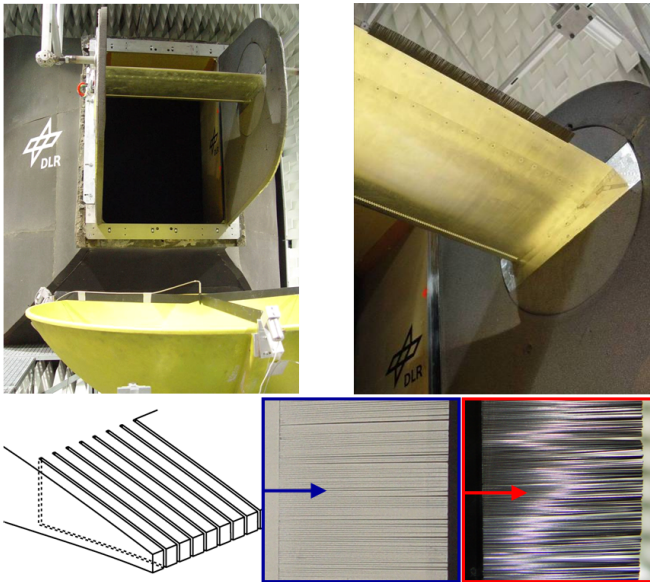


Abbildung 15: Windkanalexperiment zur Analyse von strömungsdurchlässigen Hinterkantenmodifikationen im Aeroakustischen Windkanal Braunschweig (DLR-AWB), [14].

digkeitsskalierungsgesetz der Schallintensität für die solide Hinterkante bestätigt. Allerdings zeigt sich, dass ein entsprechendes Skalierungsgesetz auch für alle Hinterkantenmodifikationen gilt. Die durchgezogenen Verläufe im Diagramm 16 bezeichnen den Fall ohne Anstellwinkel. Feinstschlitze ([13]) konnten mit einer Schlitzweite von $s = 0.1\text{mm}$ gefertigt werden und sorgen breitbandig für eine Pegelabsenkung von ca. 5dB. Die starren Borsten liefern besonders tieffrequent eine demgegenüber höhere Minderung von weiteren ca. 4dB. Am wirkungsvollsten mindern flexible Borsten das Hinterkantengeräusch und zwar breitbandig in der Größenordnung von 8-10dB. Ganz entscheidend dabei ist eine Mindestlänge der Maßnahmen, vor allem aber die Schlitzweite, bzw. Borstenabstand s . Dieser beträgt hier deutlich weniger als 0.1mm; eine Erhöhung auf $s = 0.1\text{mm}$ wie bei den Feinstschlitzen degradiert den Minderungserfolg deutlich.

Unter aerodynamischer Last verändert sich das Spektrum der soliden Hinterkante deutlich; es erfolgt eine Pegelreduzierung im mittleren Frequenzbereich und eine leichte Erhöhung tief- und hochfrequent. Weil ohne Anstellwinkel die turbulente Grenzschicht an Ober- und Unterseite des Profils gleich ausfällt, werden oben und unten gleiche Schallanteile beim Überstreichen der Hinterkante von Turbulenzwirbeln erzeugt. Beim angestellten Profil unterscheiden sich die turbulenten Grenzschichten auf Saug- und Druckseite deutlich und die obere und untere Hinterkantenüberströmung erzeugen unterschiedliche Schallanteile. Wegen der dickeren Hinterkantengrenzschicht auf der Oberseite wird hier stärker tieffrequenter Schall produziert, während das Gegenteil für die Unterseite gilt.

Alle Minderungsmaßnahmen bleiben auch unter aerodynamischer Last $\alpha \neq 0$ wirksam, allerdings unterschiedlich. Während bei Hinterkantenschlitzen der Minderungserfolg vom Anstellwinkel abhängig ist erscheint dieser bei

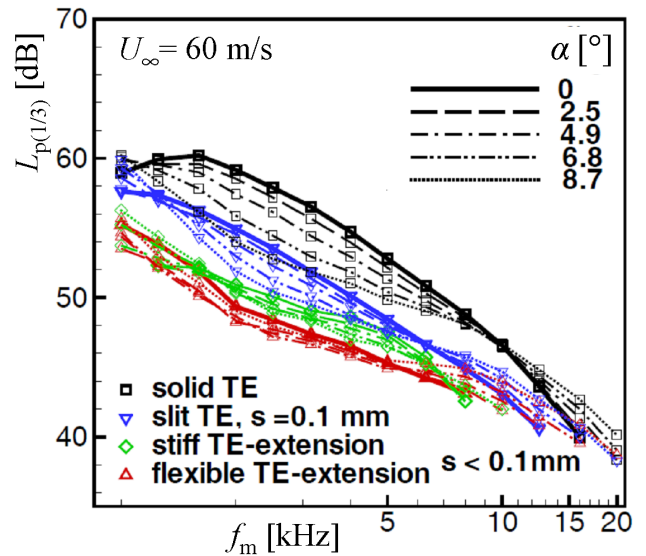


Abbildung 16: Geräuschminderung durch strömungsdurchlässige Hinterkantenmodifikationen, TE = Hinterkante, Borsten bezeichnet mit "TE-extension" s -Schlitzweite, bzw. Borstenabstand.

den Borsten als davon unabhängig. Obwohl sehr erfolgreich, sind die Mechanismen der Minderung mit Borsten oder Schlitzen derzeit nicht vollständig verstanden.

6 Zusammenfassung & Ausblick

Die Mehrzahl von Strömungsgeräuschquellen an modernen Verkehrsflugzeugen sind bedingt durch turbulente Strömung, die selbst mit den größten verfügbaren Supercomputern nur außerordentlich schwierig numerisch zu simulieren ist. Turbulenzbedingte Schallquellen können aber basierend auf einem stochastischen Modell zeitlich-räumlich in sehr vielen Fällen geeignet beschrieben werden (FRPM Modell). Eingebunden in ein dreistufiges Simulationskonzept aus der Berechnung des zeitgemittelten Strömungsfeldes mittels eines CFD Codes und einer Störungssimulation um dieses Strömungsfeld mittels eines hochgenauen CAA Codes können Vorhersagen turbulenzbedingten Schalls bereits heute effizient durchgeführt werden. Ein CAA basierter aeroakustischer Entwurf von Bauteilen ist mit diesem Konzept machbar. Selbst Hochreynoldszahlprobleme wie die Streuung von Triebwerksschall an der Rumpfgrenzschicht im Reiseflug sind so berechenbar. Erste Simulationen haben gezeigt, dass erhebliche Streuungseffekte an der Rumpfgrenzschicht bestehen, die die Anregung der Struktur zu großen Teilen breitbandig erscheinen lassen, auch wenn die Schallquelle tonal ist; dieser Effekt ist bislang mangels Mess- und Simulationsmöglichkeiten kaum untersucht worden. Strömungsdurchlässige Materialien besitzen ein hohes Potenzial zur Reduzierung von Umströmungsgeräuschen; ihre Wirkungsweise ist derzeit allerdings nicht verstanden und erfordert weiterführende Forschung. Auch adaptive Minderungsmaßnahmen sind denkbar, um bedarfsabhängig die Gestalt von aerodynamischen Bauteilen akustisch günstig anpassen zu können, z.B. eine ver-

formbare Vorflügelhinterkante.

Literatur

- [1] Rogallo, R.S., Moin, P.: Numerical simulation of turbulent flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16, 99-137. (1984)
- [2] Ewert, R.: Broadband slat noise prediction based on CAA and stochastic sound sources from a fast random particle-mesh (RPM) method, *Computers & Fluid* 37 (2008) 369-387.
- [3] Siefert, M., Ewert, R.: Sweeping sound generation in jets realized with a random particle-mesh method, *AIAA Pap.* 2009-3369.
- [4] Ewert, R., Schröder, W.: Acoustic Perturbation Equations based on flow decomposition via source filtering, *Journal of Computational Physics*, Vol. 188, No. 2, 2003, pp. 365-298.
- [5] Siefert, M., Delfs, J., Caruelle, B.: Refraction and Scattering in High Mach Number Boundary Layers, submitted as *AIAA Paper 2011-XXXX*, *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* Portland, OR, U.S.A. 2011
- [6] Bauer, M.: Airframe noise prediction using discontinuous Galerkin method and stochastic turbulent sound source, in: Nagy, A.B.(ed.): *Aeroacoustics research in Europe: The CEAS-ASC report on 2010 highlights*, submitted to *Journal of Sound and Vibration* 2011.
- [7] Lockard, D.P., Choudhari, M.M.: The effect of cross-flow on slat noise, *AIAA Paper No. AIAA 2010-3835*, 2010
- [8] Knacke, T., Thiele, F.: Time-resolved 3d simulation of an aircraft wing with deployed high-lift system, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 110:223-230, 2010
- [9] Ewert, R., Kornow, O., Delfs, J., Yin, J., Röber, Th., Rose, M.: A CAA based approach to tone haystacking, *AIAA Paper No. 2009-3217*, 15th *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* Miami, FL, 2009.
- [10] Dobrzynski, W., Chow, L.C., Smith, M., Boillot, O., Molin, N.: Experimental Assessment of Low Noise Landing Gear Component Design, *AIAA Paper No. 2009-3276*, 2009.
- [11] Ewert, R., Dierke, J., Appel, C., Pott-Pollenske, M., Sutcliffe, M.: CAA-RPM Prediction and Validation of Slat Setting Influence on Broadband High-Lift Noise Generation, *AIAA Paper No. 2010-3833*.
- [12] Ewert, R., Dierke, J., Siebert, J., Neifeld, A., Appel, A., Siefert, M., Kornow, O.: CAA Broadband Noise Prediction for Aeroacoustic Design, submitted to *Journal of Sound and Vibration*.
- [13] Delfs, J.: Anordnung eines Aerodynamisches Bauteils mit einer geschlitzten Hinter- oder Seitenkante in einer Strömung, *Deutsches Patent DE 10 2006 049 616*, 21.10.2006, *Deutsches Patent- und Markenamt* 2010.
- [14] Herr, M.: Design Criteria for Low-Noise Trailing-Edges, *AIAA Paper No. 2007-3470*, 2007.
- [15] Delfs, J.W., Bauer, M., Ewert, R., Grogger, H.A., Lummer, M., Lauke, T.G.W.: Numerical Simulation of Aerodynamic Noise with DLR's Aeroacoustic Code PIANO (Version 5.2), *Manual*, *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institute of Aerodynamics and Flow Technology* (2008).